01;03;10;12

ДЕЗИНТЕГРАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ КАПЕЛЬ В ЗАКРИТИЧЕСКОМ ПО РЭЛЕЮ РЕЖИМЕ

В.В.Владимиров, $\boxed{\text{М.Д.Габович}}$, О.К.Назаренко,

1. Известно, что при заряде проводящей капли $q > q_{\text{кр}} = (16\pi\alpha R^3)^{1/2}$ (где R — радиус капли, α — коэффициент поверхностного натяжения) и появлении на ее поверхности электрического поля $E > E_{\text{кр}} = (16\pi\alpha/R)^{1/2}$ возникает неустойчивость, инкремент которой в случае малой вязкости определяется выражением [1]

$$\gamma = R^{-1}\left\{\frac{l(l-1)}{\rho}\left[\frac{E^2}{4\pi} - (l+2)\frac{\alpha}{R}\right]\right\}^{1/2}, \qquad (1)$$

где l — номер сферической гармоники, ρ — плотность жидкости, $E = q/R^2$.

При потере устойчивости (возбуждается гармоника $l = 2$) капля преобразуется в сфероид [2], с вершины которого инжектируется очень тонкая струя. При распаде этой струи вследствие развития перетяжек [3] эмиттируется каскад очень малых заряженных капель, которые уносят избыточный заряд, и материнская капля (МК) вновь становится устойчивой. При этом теряется очень малая доля начальной массы (M) МК [4].

2. В настоящей работе впервые рассматривается режим микрокапельного распада (МР) МК при $\varepsilon = E/E_{\text{кр}} \gg 1$, отличающийся следующим:

а) если $\varepsilon \gg 1$, то, согласно (1), максимум значения инкремента соответствует высоким гармоникам ($l \gg 2$), вследствие чего на всей поверхности МК образуется частокол острий (струек), с вершины которых эмиттируются капли. На это обстоятельство впервые указал Рэлей [1]. При этом МК сохраняет сферическую форму и становится похожей на "ежика".

б) предполагается, что МК в процессе МР непрерывно подзаряжается, например, пучком ускоренных электронов, что позволяет скомпенсировать сброс заряда.

Именно многоструйный механизм МР и непрерывная подзарядка МК позволяют осуществить интенсивную ее дезинтеграцию при $\varepsilon \gg 1$.

Максимум инкремента (1) при $\varepsilon \gg 1$ соответствует значению $l = l_m = \frac{8}{3}\varepsilon^2$, соответствующая длина волны $\lambda_m = \frac{3\pi R}{4\varepsilon^2}$ и число струек на поверхности капли

$$N = \frac{4\pi R^2}{\lambda_m^2} = \frac{64}{9\pi}\varepsilon^4. \tag{2}$$

Приближение малой вязкости [5] ($\gamma_m \gg 2\nu \frac{l_m^2}{R^2}$, где ν — коэффициент кинематической вязкости) выполняется, если

$$\varepsilon \ll \frac{\alpha}{2\nu E_{\text{кр}}}\sqrt{\frac{3\pi}{\rho}}. \tag{3}$$

Например, при выборе параметров, характерных для жидких металлов — $\rho = 10$ г/см^3, $\nu = 2 \cdot 10^{-3}$ см^2/с, $\alpha = 10^3$ эрг/см^2 и $R = 0.1$ см, — $E_{\text{кр}} = 2.1 \cdot 10^5$ в/см и критерий (3) выполняются вплоть до $\varepsilon \lesssim 10^2$. При $\varepsilon = 10$ $N = 2.26 \cdot 10^4$. Все дальнейшие оценки будут проведены при указанных параметрах.

Что касается подзарядки капли, то ее поверхность можно поддерживать при высоком отрицательном потенциале ($U = -ER$) даже в плазменной атмосфере, если плотность тока электронного пучка достаточно велика, а энергия электронов $W > e|U|$.

3. Для определния характеристик микрокапельной эмиссии необходимо рассчитать параметры струек (высоту h, радиус r_0, скорость v_0). Считается, что струйки идентичны, имеют цилиндрическую форму с полусферической вершиной радиуса r_0. Условия сохранения массы и импульса струйки имеют вид

$$\pi r_0^2 \rho v_0 = \frac{m_k}{\tau}, \qquad \pi r_0^2 \left(\frac{E_i^2}{8\pi} - \frac{2\alpha}{r_0}\right) = \frac{m_k v_0}{\tau}, \tag{4}$$

где $m_k = \pi r_0^2 \lambda_R \rho$ — масса отрывающейся капельки, $\lambda_R \approx$ $\approx 9 r_0$ [3] —длина волны, соответствующая максимуму инкремента (γ_R) развития перетяжек, E_c — поле на вершине струи, $\tau = \gamma_R^{-1} \ln r_0/\xi_0$ — характерное время развития перетяжек, ξ_0 — начальная амплитуда радиальных смещений поверхности струи, $\gamma_R = \frac{0.34}{r_0}\left(\frac{\alpha}{\rho r_0}\right)^{1/2}$ [3] в случае малой вязкости $\tau \ll r_0^2/\nu$, или:

$$r_0 \gg 8.6 \frac{\rho \nu^2}{\alpha} \ln^2 \frac{r_0}{\xi_0}. \tag{5}$$

В дальнейшем мы будем полагать $\tau = 4.6\gamma_R^{-1}\left(\frac{r_0}{\xi_0} = 10^2\right)$. С помощью (4) можно получить

$$\lambda_R = v_0\tau, \qquad v_0 = \frac{E_c}{\sqrt{8\pi\rho}}\left(1 - \frac{R}{r_0}\frac{E_{кр}^2}{E_c^2}\right)^{1/2}. \tag{6}$$

Поскольку величина $v_0\tau$ определяет длину неразрушенной части струи, то развитие перетяжек с длиной волны λ_R происходит, если $h = 2\lambda_R \approx 18r_0$.

Из условия эквивалентности поверхности МК ("ежика") можно получить выражение для E_c. В случае $r_0 \ll h \ll R$, а также учитывая (2),

$$E_c = \frac{E\frac{h}{r_0}}{1 + N\frac{hr_0}{R^2}} = \frac{18E}{1 + \frac{128}{\pi}x^2}, \tag{7}$$

где $x = \frac{r_0}{R}\varepsilon^2$. Как видно из (7), поле E_c сильно зависит от числа струек N (2).

С помощью (6), (7) можно получить уравнение для радиуса струи:

$$\frac{38.2\sqrt{x}}{1 + \frac{128}{\pi}x^2}\left[1 - \frac{\left(1 + \frac{128}{\pi}x^2\right)^2}{324x}\right]^{1/2} = 1. \tag{8}$$

Это уравнение имеет два действительных корня: $x_1 = 0.51$ и $x_2 = 3.7 \cdot 10^{-3}$. Корень x_2 не удовлетворяет критерию малой вязкости (5), использованному при выводе (8). Поэтому радиус струйки при $\varepsilon \gg 1$ определяется выражением

$$r_0/R = 0.51/\varepsilon^2. \tag{9}$$

Учитывая (9), можно рассчитать все параметры струи и капелек:

$$h = \frac{9.2R}{\varepsilon^2}, \qquad E_c = 1.55E_{кр}\varepsilon, \qquad v_0 = \frac{0.67E_{кр}\varepsilon}{\sqrt{8\pi\rho}}, \tag{10}$$

$$\frac{M_к}{M} \approx \varepsilon^{-6}, \qquad \frac{q_к}{q} \approx 0.4\varepsilon^{-4}, \qquad R_к = 1.9r_0 \approx \frac{R}{\varepsilon^2}, \tag{11}$$

а также рассчитать расход массы и заряда МК в единицу времени:

$$\frac{\dot{M}}{M} = -\frac{NM_к}{\tau M} \approx -\varepsilon\sqrt{\frac{\alpha}{\rho R^3}}, \qquad \frac{\dot{q}}{q} \approx -0.2\varepsilon^3\sqrt{\frac{\alpha}{\rho R^3}}. \tag{12}$$

При $\varepsilon = 10$ расход массы, равный $0.9M$, осуществляется за время $3 \cdot 10^{-4}$ с ($\tau \approx 1.2 \cdot 10^{-5}$ с), при этом плотность тока подзарядки электронным пучком $j_- > \frac{|\dot{q}|}{4\pi R^2} \approx$ $\approx 2 \cdot 10^{-2} \varepsilon^4 E_{\text{кр}} \sqrt{\frac{\alpha}{\rho R^3}} \approx 0.02$ А/см^2 при энергии электронов $W > \varepsilon R E_{\text{кр}} \approx 200$ кэВ.

4. Рассмотренный закритический механизм неустойчивости заряженной капли может быть использован для технических применений, требующих быстрого распыления вещества на небольшие фрагменты. Одно из возможных применений связано с предохранением искусственных спутников Земли от опасных столкновений с быстрыми мелкими частицами, существующими на орбитах, путем дезинтеграции этих частиц импульсными электронными пучкми, которые плавят и заряжают частицы, вызывая рассмотренную неустойчивость.

Список литературы

[1] *Lord Rayleigh* // Phil. Mag. 1882. V. 14. N 1. P.182–186.
[2] *Sir Taylor G.* // Proc. Roy. Soc. 1964. V. 280. N 2. P. 383–397.
[3] *Lord Rayleigh* // Phil. Mag. 1892. V. 34. N 207. P.145–154.
[4] *Schweizer J.W., Hanson D.N.* // J. Coll. Int. Sci. 1971. V. 35. N 3. P. 417–423.
[5] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 733 с.

Институт физики,
Институт электросварки
Киев, Украина

Поступило в Редакцию
8 февраля 1994 г.